

# Gepulste Rydberg Feldionisation in einer thermischen Dampfzelle

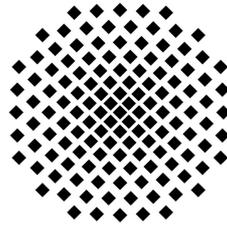
Bachelorarbeit

vorgelegt von

Florian Jung

am

1.10.2012



**Universität  
Stuttgart**

5. Physikalisches Institut

Prof. Dr. T. Pfau

## **Eidesstattliche Erklärung zur Bachelorarbeit**

Ich versichere hiermit, dass diese Bachelorarbeit selbstständig und lediglich unter Benutzung der angegebenen Hilfsmittel verfasst wurde.

Ich erkläre weiterhin, dass die vorliegende Arbeit noch nicht im Rahmen eines anderen Prüfungsverfahrens eingereicht wurde.

Stuttgart, 01.10.2012

Ort, Datum

---

Florian Jung

## Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>II</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>2</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1 Atom-Licht-Wechselwirkung . . . . .	4
2.2 Ionisation . . . . .	5
2.3 Avalanche Effekt . . . . .	6
2.4 Das Alkalimetall Rubidium . . . . .	9
<b>3 Experimenteller Aufbau</b>	<b>10</b>
3.1 Aufbau der Zelle . . . . .	10
3.2 Schaltung für Impulse im Nanosekunden-Bereich . . . . .	13
<b>4 Ergebnisse und Auswertung</b>	<b>16</b>
4.1 Schaltung . . . . .	16
4.2 Impulsveränderung durch die Zelle und Antwort der Zelle . . . . .	17
4.3 Ionisation der Atome und Detektion der Ionen . . . . .	18
4.4 Messung des Stroms . . . . .	21
<b>5 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>25</b>
<b>6 Literaturverzeichnis</b>	<b>27</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>28</b>

## Abkürzungsverzeichnis

Symbol	Bedeutung
$e$	Elementarladung
$h$	Plancksches Wirkungsquantum
$\hbar = \frac{h}{2\pi}$	reduziertes Plancksches Wirkungsquantum
$\epsilon_0$	Permittivität des Vakuums
$\epsilon_r$	Permittivität
$m_e$	Elektronenmasse
$ e\rangle$	angeregter Zustand
$ g\rangle$	Grundzustand
$q$	Ladung
$n, p$	Anzahl der Ladungsträger
$\nu_{n,p}$	gerichtete mittlere Geschwindigkeit

## 1 Einleitung

Von einem Atom im Rydbergzustand spricht man, wenn mindestens ein Valenzelektron hoch angeregt ist. Diese Atome stellen derzeit für viele Experimentalphysiker und Theoretiker ein interessantes Forschungsobjekt dar. Interessant sind hierbei einige Eigenschaften, die aus dem hoch angeregten Zustand mit Hauptquantenzahlen von etwa  $n = 10$  bis weit über 100 resultieren. Der Elektronenbahnradius dieser Atome erreicht Durchmesser bis in den  $\mu\text{m}$ -Bereich. Dementsprechend groß können auch die Wirkungsquerschnitte bei Stößen mit anderen Atomen sein. Ein Rydbergatom besitzt eine vergleichsweise lange Lebensdauer, die näherungsweise mit  $n^3$  anwächst, sofern der Bahndrehimpuls  $l$  konstant gehalten wird. Durch die große räumliche Ausdehnung und den damit schwach gebundenen Elektronen kommt es bei diesem Zustand zu hoher Polarisierbarkeit und starken Wechselwirkungen. Aufgrund der hohen Polarisierbarkeit reagieren Rydbergatome empfindlich gegenüber elektrischen Feldern und können als empfindliche Sensoren für Mikrowellen verwendet werden, welche das Feld nicht stören. Die Mikrowelle koppelt hierbei an einen weiteren Rydbergzustand. In [9] konnte damit Mikrowellenstrahlung mit sehr hoher Genauigkeit gemessen werden. Rydbergatome besitzen eine Wechselwirkung, die dazu führt, dass innerhalb eines bestimmten Radius um das Atom, dem so genannten Blockaderadius, kein weiteres Atom in den Rydbergzustand angeregt werden kann. Befinden sich die Rydbergatome in einer Zelle, welche kleiner als der Blockaderadius ist, können die Atome zur Einzelphotonenabsorption genutzt werden [6]. Für die Messung von Mikrowellen, wie auch für andere Experimente in diesem Forschungsgebiet ist es wichtig, die Population der Atome im Rydbergzustand zu kennen. Für Experimente mit ultrakalten Atomen im Hochvakuum kann die Population der Atome über Standardionendetektoren (MCP Channeltron) bestimmt werden. Hierzu werden die Rydbergatome durch ein gepulstes elektrisches Feld ionisiert und über Ionendetektoren detektiert. Durch den hohen Dampfdruck kann dieses Verfahren jedoch nicht in thermischen Dampfzellen verwendet werden. Bei den meisten Methoden die hierfür zum Einsatz kommen, wie die Fluoreszenzspektroskopie, oder die Messung der elektromagnetisch induzierten Transparenz, ist es schwierig gute Signale zu erhalten. Ähnlich der Messung im Hochvakuum ultrakalter Atome kann die Population auch mit Ionendetektion erfolgen [2]. Die Messung erfolgt hier über zwei Elektroden in einer thermischen Zelle. An die Elektroden wird ein Potential angelegt und die in der Zelle vorhanden ionisierten Rydbergatome über den Strom zwischen den Platten detektiert. Da hierbei auch ohne Ionisierungsimpulse ein Strom gemessen wurde, wird vermutet, dass hier weitere Effekte zur Ionisation der Rydbergatome führen, wie zum Beispiel Stöße mit den Zellwänden oder dem Hintergrundgas.

## 1 Einleitung

---

In dieser Arbeit wird eine Zelle mit zwei Messplatten verwendet, zwischen denen sich zwei Ionisationsgitter befinden, an die ein starkes, gepulstes elektrisches Feld angelegt wird.

Zu Beginn werden kurz die theoretischen Grundlagen zu diesem Experiment erläutert. Hier wird auf die Atom-Licht-Wechselwirkung eingegangen und eine Möglichkeit Rydbergatome durch ein elektrisches Feld zu ionisieren. Ebenso wird der Avalanche-Effekt genauer beschrieben, der verwendet wird um an die Gitter der Zelle kurze, sehr hohe elektrische Impulse anzulegen.

Im dritten Kapitel wird der Messaufbau beschrieben, wobei auf die Zelle und die Schaltung zur Erzeugung von kurzen Impulse separat eingegangen wird. Mit diesem Aufbau werden die Messungen im folgenden Kapitel durchgeführt.

Im vierten Kapitel wird untersucht ob sich die Rydbergatome, die durch den angelegten Impuls ionisiert wurden, nachweisen lassen. Hier wird anschließend der Strom gemessen und dessen Verhalten bei sich verändernder Feldstärke in der Zelle untersucht. Zum Schluss wird die vorliegende Arbeit zusammengefasst und ein kurzer Ausblick gegeben.

## 2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zur Anregung von Rydbergatomen behandelt. Zunächst wird auf die Atom-Licht-Wechselwirkung eingegangen, anschließend auf die Möglichkeiten ein Rydbergatom zu ionisieren. Der zweite Abschnitt behandelt den Avalanche-Effekt, der in der Schaltung zu Erzeugung von Impulsen im Nanosekundenbereich ausgenutzt wird. Der letzte Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über das Alkalimetall Rubidium und warum es im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kommt.

### 2.1 Atom-Licht-Wechselwirkung

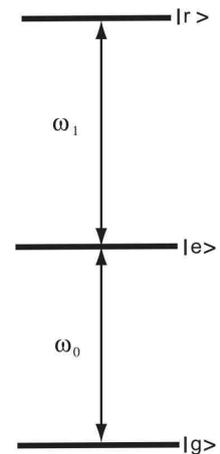
Es gibt mehrere Möglichkeiten ein Atom in den Rydbergzustand anzuregen. Die Anregung gelingt zum Beispiel durch Strahlungsrekombination von Elektronen und Protonen, oder durch Anregung mittels Elektronen oder Photonen.

Der Mechanismus der Rekombination findet zum Beispiel im interstellaren Raum statt [5]. Die im Rahmen dieses Experiments verwendete Methode ist die der optischen Anregung des Atoms.

Das Atom soll mit einer ebenen elektromagnetischen Welle der Frequenz  $\omega_0$  wechselwirken. Der Einfachheit halber wird zunächst ein Atom mit nur zwei Zuständen betrachtet. Es besitzt einen Grundzustand  $|g\rangle$  und einen angeregten Zustand  $|e\rangle$  welche eine Energiedifferenz von  $\hbar\omega_0$  haben (Vgl. Abb. 2.1). Wird das Atom in den angeregten Zustand gebracht, beginnt es zwischen dem Grundzustand und dem angeregten Zustand zu oszillieren. Die Besetzungswahrscheinlichkeit des angeregten Zustandes  $|c_e(t)|^2$  oszilliert hier nun mit der Rabi-Frequenz. Die Rabi-Frequenz erhält man aus dem Hamilton-Operator, der die Kopplung des Lichtfeldes an das Zwei-Level System beschreibt.[8]

$$\Omega = -\frac{eE_0}{\hbar}\langle e|r|g\rangle \quad (2.1)$$

Im Rahmen dieses Experiments wird das Rubidiumatom mittels zwei Photonen der Energie  $\hbar\omega_0$  und  $\hbar\omega_1$  (Vgl. Abb. 2.1) über den angeregten Zustand  $|e\rangle$  in den Rydbergzustand  $|r\rangle$  angeregt.



**Abbildung 2.1:** Rydberganregung über ein 3-Niveau System mit den Übergangsfrequenzen  $\omega_i$ . Grundzustand  $|g\rangle$ , angeregter Zustand  $|e\rangle$ , Rydbergzustand  $|r\rangle$

### Elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT)

Betrachtet man das Schema in Abb. 2.1, so ergeben sich zwei Wege den angeregten Zustand  $|e\rangle$  zu erreichen. Entweder direkt mit dem Laser der Frequenz  $\omega_0$  vom Grund- in den angeregten Zustand, oder indirekt über den Rydbergzustand. In diesem zweiten Fall wird das Atom in den Rydbergzustand angeregt und anschließend mit dem Laser der Frequenz  $\omega_1$  in den Zwischenzustand abgeregt. Die beiden Wellenfunktionen dieser Übergänge besitzen verschiedene Vorzeichen, was zu einer destruktiven Interferenz führt. Diese so genannte elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT) bewirkt, dass das Medium für Licht der Frequenz  $\omega_0$  transparent wird. In diesem Bereich ist der Brechungsindex des Mediums stark frequenzabhängig.

## 2.2 Ionisation

Um die Rydbergatome in diesem Experiment zu detektieren, werden sie durch ein starkes gepulstes elektrisches Feld ionisiert und die Ionen an Elektroden detektiert.

Erhöht man das elektrische Feld  $E$  in dem sich ein Atom befindet immer weiter, so ist es möglich, das schwach gebundene Elektron vom Kern zu lösen. In diesem Zustand ist das Atom ionisiert und das entstehende Ion kann auf einer Elektrode detektiert werden. Im einfachsten Modell, dem des Wasserstoffatoms, muss zum Coulombpotential des Kerns ein weiterer Term für die Kraft des elektrischen Feldes addiert werden. Für ein Feld in  $z$ -Richtung gilt dann für das Potential

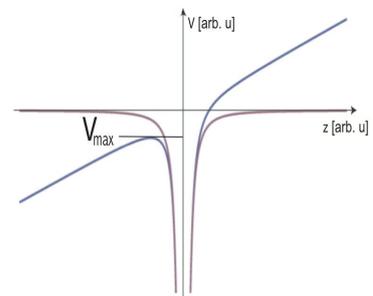
$$V(z) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 z^2} + eEz. \tag{2.2}$$

In Abb. 2.2 ist das reine Coulombpotential lila und mit äußerem Feld blau dargestellt. Das in Abb. 2.2 dargestellte Maximum  $V_{max}$  des Potentials ergibt sich durch Nullsetzen der Potentialableitung:

$$V_{max} = -2\sqrt{\frac{Ee^3}{4\pi\epsilon_0}} \tag{2.3}$$

Nach [4] ist die Feldstärke, die benötigt wird um ein Atom der Hauptquantenzahl  $n$  zu ionisieren

$$E = \frac{E_0}{16n^4}, \tag{2.4}$$



**Abbildung 2.2:** Coulombpotential ohne (lila) und mit (blau) äußerem Feld. Die Elektronenzustände liegen auf der  $y$ -Achse. Liegt ein Elektronenzustand über  $V_{max}$ , ist das Atom ionisiert.

## 2 Theoretische Grundlagen

---

wobei  $E_0 = \frac{e^5 m_e^2}{64\pi^3 \epsilon_0^3 \hbar^4}$ .

Das kritische Feld ab dem das Atom ionisiert wird sinkt also mit  $n^4$ . Die tatsächliche Ionisationsenergie ist kleiner, da das Elektron nahe am Maximum Gl. 2.3 eine endliche Tunnelwahrscheinlichkeit besitzt.

### 2.3 Avalanche Effekt

Die Schaltung zur Erzeugung der gepulsten elektrischen Felder, die in Abschnitt 3.2 genauer beschrieben wird, nutzt den Lawineneffekt um die anliegende Spannung in einigen Nanosekunden einzuschalten. Hierzu ist es wichtig die Mechanismen im Halbleitermaterial genauer zu betrachten. Prinzipiell tritt dieser Effekt auf, wenn ein ausreichend hohes elektrisches Feld an einen Halbleiter angelegt wird. Die Elektronen und Löcher können durch dieses Feld so eine hohe kinetische Energie bekommen, dass sie bei einem Stoßprozess Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband anheben. Für die Rate der Elektronen und Löcher, die pro Stoß erzeugt werden, wird eine Generationsrate

$$G_{Av} = \alpha_n \cdot n \cdot \nu_n + \alpha_p \cdot p \cdot \nu_p = \frac{1}{q} (j_n \cdot \alpha_n + j_p \cdot \alpha_p) \quad (2.5)$$

definiert. Hier sind nun  $j_n = -q \cdot n \cdot (-\nu_n)$  und  $j_p = q \cdot p \cdot \nu_p$  die Stromdichten.  $\alpha_n$  und  $\alpha_p$  sind die Ionisationskoeffizienten für Elektronen und Löcher. Sie beschreiben die Anzahl von Elektronen-Loch Paaren, die durch die Stoßionisation eines einzelnen Teilchens auf einer Einheitslänge erzeugt werden. Diese Ionisationskoeffizienten sind stark vom anliegenden Feld abhängig und können beispielsweise durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden.

$$\alpha_{n,p} = a_{n,p} \cdot e^{-\frac{b_{n,p}}{|E|}} \quad b_{n,p} \text{ sind temperaturabhängige Konstanten} \quad (2.6)$$

Später zeigen sich aber noch weitere Möglichkeiten die Koeffizienten anzugeben. In Abb. 2.3 sind die Ionisationskoeffizienten von Elektronen und Löchern im Silizium dargestellt. Hier sieht man, dass sich die Ionisationskoeffizienten  $\alpha_{n,p}$  für weite Bereiche des elektrischen Feldes deutlich weniger als eine Größenordnung voneinander unterscheiden. Somit gilt näherungsweise  $\alpha_n \approx \alpha_p$  und es kann im Weiteren mit einem effektiven Ionisationskoeffizient  $\alpha_{eff}(E)$  gerechnet werden. Liegt das anfangs erwähnte elektrische Feld an einem pn-Übergang mit außreichender Intensität an, so erzeugt jedes der eintretenden Teilchen ein Elektronen-Loch-Paar, welches wiederum zwei weitere Paare erzeugt usw. An diesem Punkt ist nun der Lawineneffekt (engl. Avalanche-Effekt) eingetreten. Für das Verhältnis  $M = \frac{j_{aus}}{j_{ein}}$  zwischen ein und austretender Stromdichte in einem pn-Übergang eines Halbleiters, gilt nun in diesem Fall.

$$M = \frac{1}{1 - \Phi} \quad (2.7)$$

2 Theoretische Grundlagen

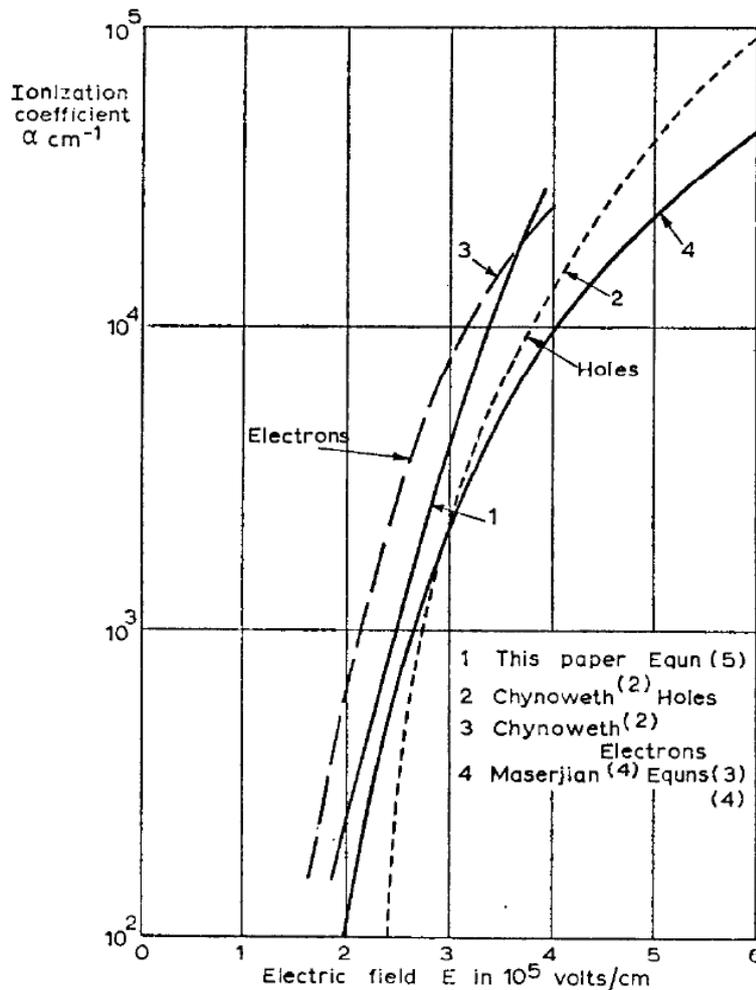
$\Phi$  ist die effektive Ionisationsrate, integriert über die Länge der Sperrschicht. Die Länge der Sperrschicht soll nun  $0 \leq w \leq w_{RLZ}$  sein. RLZ steht hier für Raumladungszone.

$$\Phi = \int_0^{w_{RLZ}} \alpha_{eff}(E(x)) dx \tag{2.8}$$

Die Bedingung für den Lawinendurchbruch ist hier, dass  $M \rightarrow \infty$ , bzw.  $\Phi \rightarrow 1$ . Nach [3] ist es zulässig, für  $\alpha_{eff}$  den Ausdruck

$$\alpha_{eff} = CE^g \tag{2.9}$$

zu verwenden. Für Silizium ist  $C=1.8 \cdot 10^{-35} \text{cm}^6 \text{V}^{-7}$  und  $g=7$  [7].



**Abbildung 2.3:** Ionisationskoeffizienten von Elektronen und Löcher im Silizium. **1** bezieht sich auf Gl. 2.9, **4** bezieht sich auf Gl. 2.6. Die Ionisationskoeffizienten  $\alpha_{n,p}$  unterscheiden sich für weite Bereiche des elektrischen Feldes deutlich weniger als eine Größenordnung voneinander, weswegen mit einer effektiven Ionisationsrate  $\alpha_{eff}(E)$  gerechnet werden kann. [3]

## 2 Theoretische Grundlagen

---

Betrachtet man nun den Feldverlauf an einem abrupten pn-Übergang, an dem die Spannung in Sperrrichtung angelegt wird, so ist die Feldstärke am pn-Übergang am größten und nimmt anschließend linear in Richtung der n-dotierten Schicht ab. Ist  $N_D$  die Dotierung in der n-Zone, gilt für den Feldverlauf

$$E(w) = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon} (w - w_{RLZ}) \quad \text{für } 0 \leq w \leq w_{RLZ} \quad (2.10)$$

Mit der Bedingung für den Lawinendurchbruch und dem Ionisationsintegral Gl. 2.8 ergibt sich nun eine Gleichung für die Größe der Raumladungszone beim Lawinendurchbruch.

$$w_{RLZ} = \left(\frac{8}{C}\right)^{\frac{1}{8}} \cdot \left(\frac{q \cdot N_D}{\epsilon}\right)^{-\frac{7}{8}} \quad (2.11)$$

Die Feldstärke am Lawinendurchbruch ist mit  $w=0$  und  $w_{RLZ}$  also

$$E_{LD} = -\left(\frac{8}{C}\right)^{\frac{1}{8}} \cdot \left(\frac{q \cdot N_D}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{8}}. \quad (2.12)$$

Die Spannung ist folglich

$$U_{LD} = -\int_0^{w_{RLZ}} E(w) dw = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{8}{C}\right)^{\frac{1}{8}} \cdot \left(\frac{q \cdot N_D}{\epsilon}\right)^{-\frac{3}{4}}. \quad (2.13)$$

Die Durchbruchspannung ist also sehr stark von der Dotierung der n-Zone abhängig. Die Schaltung, welche in Abschnitt 3.2 genauer erläutert wird, arbeitet mit einem Silizium-Transistor, der unterhalb der Durchbruchspannung betrieben wird und über ein Trigger-Signal zum Durchbruch gebracht wird.

## 2.4 Das Alkalimetall Rubidium

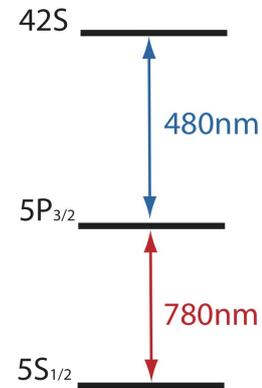
Im Rahmen dieser Arbeit werden Rubidiumatome [10] verwendet, um sie in einer thermischen Dampfzelle in den Rydbergzustand anzuregen und somit eine Rydbergpopulation zu schaffen. Rubidium ist ein Element aus der ersten Hauptgruppe und besitzt die Elektronenkonfiguration  $[\text{Kr}] 5S^1$ . Durch das einzelne Valenzelektron hat das Rubidiumatom eine wasserstoffähnliche Struktur und eignet sich deshalb zur Anregung in den Rydbergzustand.

Von den zwei natürlich vorkommenden Isotopen  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  ist nur das mit 78% häufigere Isotop  $^{85}\text{Rb}$  stabil. In Tabelle 2.1 sind die wichtigsten Eigenschaften von  $^{85}\text{Rb}$  aufgeführt.

Eigenschaften	$^{85}\text{Rb}$
Ordnungszahl	37
Nukleonenzahl	85
Masse	$85\text{u}^1$
Schmelzpunkt	$39,3^\circ\text{C}$
Siedepunkt	$688^\circ\text{C}$
Kernspin	$5/2$

**Tabelle 2.1:** Eigenschaften von  $^{85}\text{Rb}$

Alle Messungen die im Rahmen dieser Arbeit mit den Rydbergatomen gemacht werden, werden im  $42S$  Zustand durchgeführt. Hierfür wird das Atom aus dem Grundzustand  $5S_{1/2}$   $F=3$  mit einem frequenzstabilisierten Diodenlaser (Toptica DLX) der Wellenlänge  $780\text{ nm}$  in den angeregten Zustand  $5P_{3/2}$  angeregt. Von hier wird das angeregte Atom ebenfalls mit einem frequenzstabilisierten Diodenlaser (Toptica TA-SHG 110) der Wellenlänge  $480\text{ nm}$  weiter in den Rydbergzustand  $42S$  angeregt. Für diesen Zustand ergibt sich mit Gl. 2.4 eine Ionisationsfeldstärke von etwa  $160\text{ V/cm}$ .



**Abbildung 2.4:** Anregungs-schemata von Rubidium

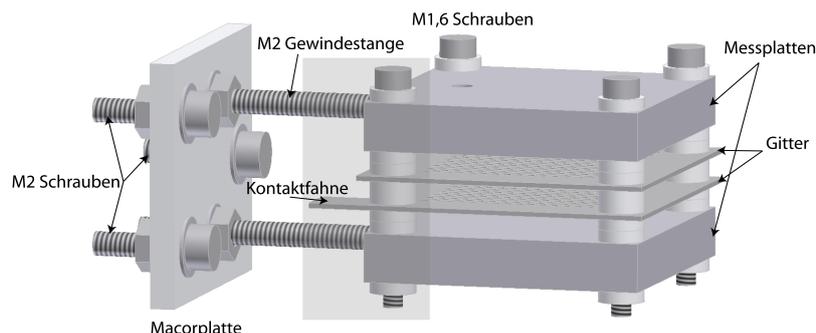
<sup>1</sup> $85\text{u} = 1,41 \cdot 10^{-25}\text{ Kg}$

### 3 Experimenteller Aufbau

Die Detektion eines Stroms durch thermische Stöße von Rydbergatomen in thermischen Zellen wurde schon in diesem Institut durchgeführt [2]. Hier wurde an eine thermische Vakuumzelle ein Potential angelegt und die durch Stöße erzeugten Ionen über eine Strommessung nachgewiesen. In diesem Experiment werden nun die Rydbergatome nicht beliebig durch thermische Anregung oder Stöße ionisiert, sondern alle Rydbergatome auf einmal durch ein starkes gepulstes elektrisches Feld. Dieses Feld wird an einem Gitter angelegt (Vgl. Abb. 3.1), so dass die erzeugten Ionen dieses passieren und an Elektroden detektiert werden können. Ein großer Vorteil hierbei ist die größere Anzahl an Ionen, die schlagartig durch das gepulste Feld erzeugt werden. Hierfür ist eine Zelle nötig, in der durch Laseranregung eine Rydbergpopulation erzeugt wird. Eine Schaltung legt periodisch starke Impulse an zwei Gitter in dieser Zelle zur Ionisation an. Für die Detektion werden die erzeugten Ionen auf Elektroden eingefangen.

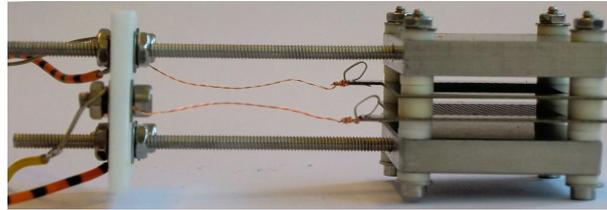
#### 3.1 Aufbau der Zelle

Die gesamte Zelle besteht aus einem Plattenkondensator mit zwei Ionisationsgittern in einem quaderförmigen Glas und einer Vakuumapparatur, die in diesem Abschnitt genauer erläutert werden.



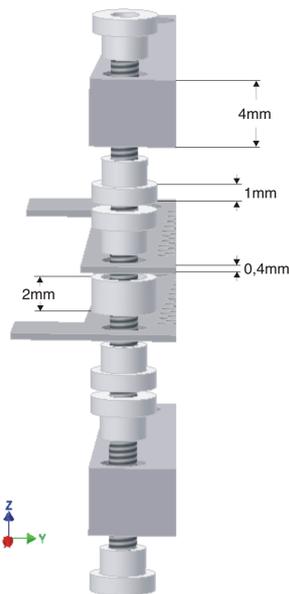
**Abbildung 3.1:** Zeichnung der Kondensatorplatten mit den Gittern und den wichtigsten Elementen. Die grau hinterlegte Fläche ist in Abb. 3.3 als Explosionszeichnung dargestellt

Abbildung 3.1 und 3.2 zeigen den Aufbau der Kondensatorplatten und der Ionisationsgitter. Zur Ionisation werden zwei Gitter verwendet, die in einem Abstand von 2 mm voneinander parallel montiert werden. Für die Detektion der Elektronen bzw. Ionen befinden sich über bzw. unter den Ionisationsgittern jeweils eine Metallplatte.



**Abbildung 3.2:** Aufnahme der Kondensatorplatten mit den Gittern

Die beiden Gitter sind aus V4A-Stahl gefertigt, um keine störenden Magnetfelder in der Zelle zu erzeugen. Für ein möglichst homogenes elektrisches Feld zwischen den Gittern sind die Löcher mit 0,8 mm sehr klein gegenüber dem Abstand der beiden Gitter. Dennoch besitzt das Gitter eine offene Fläche von etwa 60%. Der Plattenkondensator ist schichtweise mit Keramikhülsen aufgebaut und über 4 M1,6 Schrauben fixiert. Die Keramikhülsen sind so geformt, dass sie in einander greifen, jede Schicht ist von der darüber liegenden isoliert (siehe Abb. 3.3). Der Abstand zwischen den einzelnen Elementen beträgt jeweils 2 mm.



**Abbildung 3.3:** Senkrechter Aufbau der Zelle

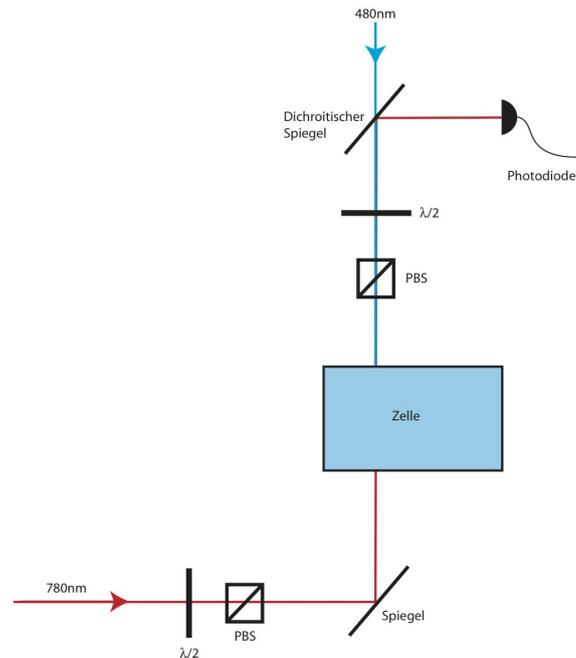
In Abb. 3.3 sind zwei Kontaktfahnen zu erkennen, die wie in Abb. 3.2 zu sehen zur Kontaktierung der Platten dienen. Um die Platten weiter zu kontaktieren, ist über zwei Gewindestangen eine Macorplatte an den Plattenkondensator montiert. Die Macorplatte dient hier nun als Kontaktplatte um die einzelnen Schichten des Kondensators über lange isolierte Kupferdrähte an einen CF-Flansch zu führen und nach außen zu kontaktieren.

Abb. 3.5 zeigt den Aufbau der Vakuumanapparatur. Sie besteht aus einem CF-Doppelkreuzstück. Der CF-Flansch mit 4 Kontaktierungen verbindet die Zelle im Inneren mit der Schaltung und dem Messaufbau. Des Weiteren befindet sich noch ein Vakuumsensor zur Kontrolle des Drucks und ein weiterer CF-Flansch mit Kontakten am Doppelkreuzstück. Die restlichen Flansche sind mit einem Blindflansch bzw. einem Welschlauch für die Turbomolekularpumpe versehen. Der Plattenkondensator mit den Ionisationsgittern ist so montiert, dass es sich im quaderförmigen Teil der Glaszelle befindet (Vgl. Abb. 3.5). Wie in Abb. 3.5 dargestellt werden zwei Laserstrahlen, einer mit 780 nm, der andere mit 480 nm kontrapropagierend eingestrahlt. Die Strahlen sind genau zwischen den beiden Ionisationsgittern überlagert, sodass

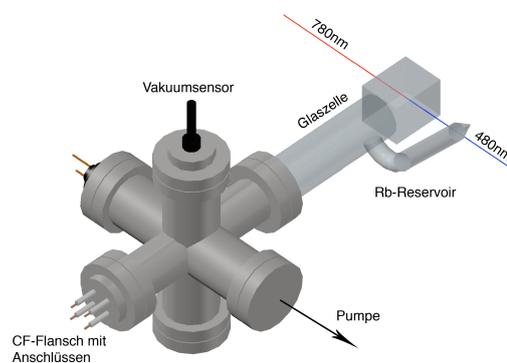
dort die Rydberganregung stattfindet. Die gesamte Apparatur wird von außen geheizt und über Temperatursensoren überwacht. Das Reservoir für Rubidium ist seitlich am Glaszylinder angebracht und ist gebogen, damit sich das Rubidium im tiefsten Punkt, welcher ebenfalls mit einer Heizung ausgestattet ist, sammelt. Über diese Heizung kann geregelt werden wie viel Rubidium,

3 Experimenteller Aufbau

das sich dort gesammelt hat, verdampft. Hiermit kann also die Dichte in der Glaszelle eingestellt werden. Zur Anregung werden, wie schon erwähnt, zwei Laserstrahlen der Wellenlänge 480 nm und 780 nm verwendet. Die Intensitäten der Laser in der Zelle werden über die beiden  $\lambda/2$ -Platten und die dahinter liegenden polarisierenden Strahlteiler (PBS) eingestellt. Der dichroitische Spiegel vor der Photodiode wirkt für den 480 nm-Strahl transmittierend und für den



**Abbildung 3.4:** Strahlengang und Optik zur Anregung der Rubidiumatome.  $\lambda/2$ :  $\lambda/2$ -Platte, PBS: Polarisierender Strahlteiler

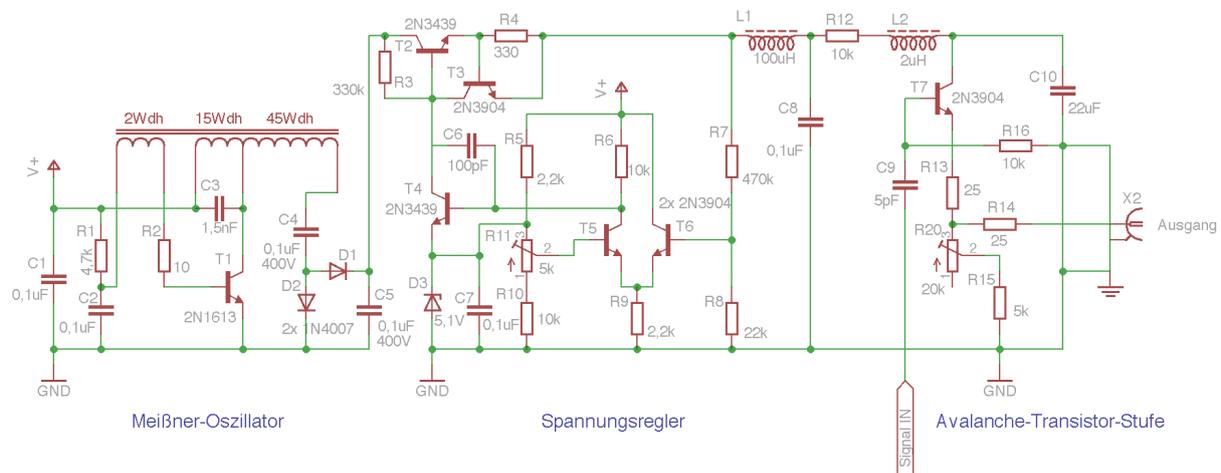


**Abbildung 3.5:** Gesamte Zelle an der Vakuumapparatur. Die Glaszelle ist über einen CF-Flansch montiert und die Messplatten, sowie die Ionisationsgitter im Inneren des CF-Doppelkreuzstück kontaktiert.

780 nm-Strahl reflektierend, somit trifft nur der rote Laserstrahl auf die Photodiode. Dies dient zur Messung der optischen Dichte sowie zur Messung des EIT-Signals.

### 3.2 Schaltung für Impulse im Nanosekunden-Bereich

Für die schnelle Ionisation der Rydbergatome muss die Schaltung eine Spannung von 100-120 V innerhalb von wenigen Nanosekunden schalten können. Bei solch einer Schaltung ist man immer den bauteilspezifischen Anstiegs- und Abfallzeiten unterlegen. Eine Schaltung, die einen Impuls erzeugt und anschließend verstärkt, ist weniger brauchbar, da sich die Anstiegs- und Abfallzeiten im ungünstigsten Fall addieren würden und somit zu lang werden. Wird die Schaltung so konzipiert, dass das letzte Bauteil über ein Signal getriggert wird und dadurch ähnlich einem Thyristors die Spannung durchbricht, unterliegen die Anstiegs- und Abfallzeiten lediglich diesem Bauteil. In der hier verwendeten Schaltung wird der Lawineneffekt ausgenutzt um die anliegende Spannung in wenigen Nanosekunden zu schalten. Die Schaltung besteht aus vier Teilen: einem Meißner Oszillator, einem Spannungsregler, einem Vorverstärker für das Trigger-Signal und der Avalanche-Transistor-Stufe. Das Triggersignal ist ein Rechteckimpuls und wird über einen Funktionsgenerator erzeugt (TTL-Signal). Im Folgenden werden nun die einzelnen Teile genauer erläutert.



**Abbildung 3.6:** Schaltung des Impulsgenerators. Auf der linken Seite der Meißner Oszillator, in der Mitte der Spannungsregler und auf der rechten Seite die Avalanche-Transistor-Stufe. Der Vorverstärker ist in Abb 3.7 gezeigt und wird am Punkt *Signal IN* angeschlossen. Die Betriebsspannung liegt bei 18 V [11]

**Meißner-Oszillator** Zum Erzeugen der hohen Spannung wird ein Meißner-Oszillator verwendet um einen Kondensator auf die gewünschte Spannung aufzuladen. Der Schwingkreis besteht hier aus dem Kondensator C3, der Spulenabgriff mit 15 Windungen liegt in der Kollektorleitung



## *3 Experimenteller Aufbau*

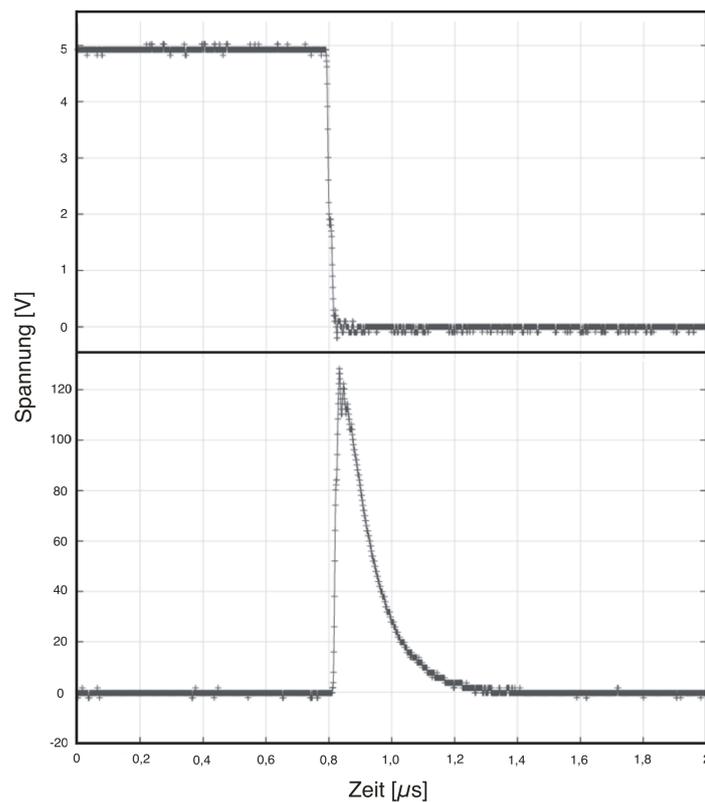
---

Basis kommt also nur ein Signal an, wenn das Triggersignal die Spannung ändert. Hier sind dies die beiden Flanken des Rechteckimpulses. Der Ausgangsimpuls wird erzeugt, wenn die negative Flanke des Triggersignals an der Basis anliegt. Hier bricht der Transistor nun durch und die Spannung wird über die Widerstände R13 und R14 auf den Ausgang gegeben. Der Kondensator C11 dient als Ladungsspeicher für den Transistor. Die Ausgangsspannung wird im Weiteren mit  $V_{pp}$  bezeichnet.

## 4 Ergebnisse und Auswertung

### 4.1 Schaltung

Die Oszillatorfrequenz des Meißner-Oszillators schwingt mit einer Frequenz von 18,2 kHz und die Spannung am Ausgang des Spannungsreglers lässt sich zwischen 75 und 130 V einstellen. Die Einkopplung in das BNC-Kabel gelang nicht über einen  $50\ \Omega$  Widerstand am Emitter des Avalanche-Transistors wie in [1]. Die Ausgangsimpulse waren bei dieser Beschaltung mit  $3\ \mu\text{s}$



**Abbildung 4.1:** Oberer Teil: fallende Flanke des Triggersignals des Funktionsgenerators. Unterer Teil: erzeugter Impuls durch die Schaltung. Der Impuls wird erzeugt, wenn das Triggersignal abfällt.

sehr lang. Wird jedoch ein Teil des Ausgangsimpulses über den hochohmigen Widerstand R20 und R15 abgegriffen und auf Masse gelegt (Vgl. Abb. 3.6, Abschnitt 3.2), so verkürzt sich das

Ausgangssignal auf etwa 600 ns. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass der Ausgangsimpuls kurzzeitig das Massepotential der Avalanche-Stufe anhebt und sich dadurch das Signal verkürzt. Abb. 4.2 zeigt das Triggersignal (oben) und den Ausgangsimpuls (unten), nachdem ein Teil des Ausgangsimpulses wie oben beschrieben auf Masse gelegt wurde. Die Schaltung wurde hierbei direkt an das Oszilloskop angeschlossen. Man erkennt, wie der Ausgangsimpuls bei fallender Flanke des Triggersignals beginnt. Die Anstiegszeit des Ausgangsimpulses beträgt in diesem Fall 15 ns. Der Ausgangsimpuls fällt aufgrund des geladenen Kondensators C10 mit  $1/e$  ab.

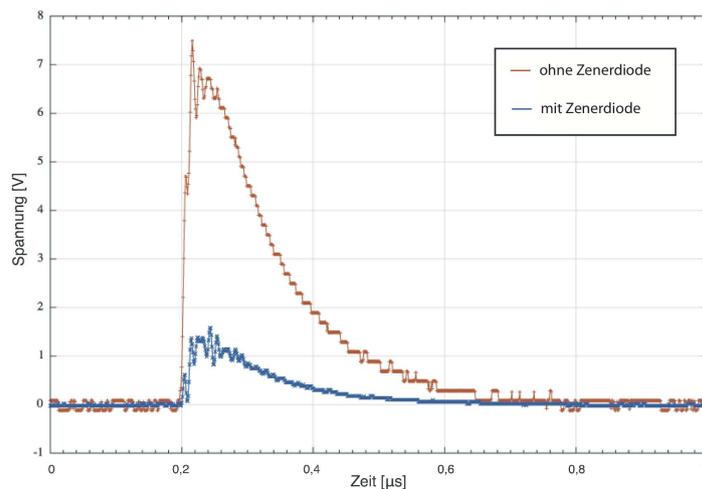
## 4.2 Impulsveränderung durch die Zelle und Antwort der Zelle

Die beiden Ionisationsgitter und die Messplatten setzen dem Ausgang der Schaltung eine Kapazität mit geringer Größe entgegen. Näherungsweise lässt sich die Kapazität mit der Formel

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d} \quad \text{mit A: Fläche der Platten, d: Abstand der Platten} \quad (4.1)$$

bestimmen. Diese Kapazität ist mit 2,3 pF sehr klein und bewirkt nur eine minimale Änderung des Ausgangsimpulses der Schaltung. Die Kapazität wird zudem noch experimentell bestimmt, indem ein RC-Kreis aufgebaut und mit einem Signalgenerator ein Rechtecksignal angelegt wird. Die Veränderungen im Signal sind jedoch so gering, dass sie in den Überschwingern des Signalgenerators nicht aussagekräftig sind. Da dieser Effekt also keinen großen Einfluss auf das Ausgangssignal hat wird diese Messung auch nicht in diese Arbeit mit einbezogen.

In Abb. 4.2 sind zwei Ausgangsimpulse des Plattenkondensators abgebildet. Hierbei wird an die



**Abbildung 4.2:** Impulsantwort des Plattenkondensators. An das Gitter wurde ein Puls mit einer Spannung von 120 V angelegt. Rot: direkt an den Platten gemessen, Blau: Zenerdiode mit 1,5 V parallel zu den Platten

Ionisationsgitter ein Puls mit  $V_{pp}=120$  V angelegt wie er in Abb. 4.1 gezeigt ist. Die Messung

erfolgt an den beiden Platten mit einem Oszilloskop. Anhand des roten Signals ist erkennbar, dass durch die Nähe der Ionisationsplatten zu den Messplatten eine Spannung von etwa 7,5 V in die Messplatten induziert wird. Der durch die Rydbergpopulation zusätzliche Beitrag zu diesem Signal ist im Bereich weniger Millivolt. Um ein besseres Verhältnis zwischen diesem Beitrag und der induzierten Spannung zu erhalten, wurde eine Zenerdiode parallel zu den Messplatten angeschlossen um das induzierte Signal zu reduzieren. Die Zenerdiode ist in der Lage das Signal schnell genug zu reduzieren jedoch konnte auf sie bei der Messung verzichtet werden, da das Oszilloskop (LeCroy 44MXi-A) den Bereich nach dem Impuls in ausreichend Form auflösen konnte.

### 4.3 Ionisation der Atome und Detektion der Ionen

Bei der Anregung der Rubidiumatome mit den beiden Lasern wird vor jeder Messung die optische Dichte bestimmt. Hierfür wird die Frequenz des roten Lasers über die D2 Linie gescannt. Das Referenzsignal des roten Lasers wird dann mit dem Signal der Photodiode (Vgl. Abb. 3.4) verglichen und gegebenenfalls die optische Dichte über die Heizung verändert.

Die Ionisation der Rydbergatome erfolgt nun über das gepulste elektrische Feld an den beiden Gittern (Vgl. Abb. 3.1), wobei der Laser mit 780 nm auf den  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  Übergang gelockt ist und der Laser mit 480 nm auf den  $5P_{3/2} \rightarrow 42S$  Übergang. Bei jedem Ionisationsimpuls der Schaltung werden also die vorhandenen Rydbergatome schlagartig ionisiert und in Richtung der beiden Platten beschleunigt. In diesem Abschnitt liegen die Messplatten direkt an einem Oszilloskop (LeCroy 44MXi-A) an. Im statischen elektrischen Feld eines Plattenkondensators wirkt auf eine Ladung die Kraft

$$F_{el} = q \cdot \frac{U}{d} \quad (4.2)$$

wobei  $q$  die Ladung des Teilchens,  $U$  die anliegende Spannung und  $d$  der Abstand der beiden Platten des Plattenkondensators ist. Die Zeit, die das Teilchen für die Strecke  $s$  benötigt, ist mit  $s = \frac{1}{2}a\tau^2$  gegeben. Hierbei ist  $a$  die Beschleunigung durch das Feld,  $\tau$  die Flugzeit. Für die Flugzeit gilt dann mit Gl. 4.2

$$\tau = \sqrt{\frac{2 \cdot s \cdot m \cdot d}{q \cdot U(t)}}. \quad (4.3)$$

Die Spannung fällt nun wie in Abb. 4.2 erkennbar mit  $1/e$  ab. Über eine Fitfunktion kann nun das Potential  $U(t)$  beschrieben werden und in Gl. 4.3 eingesetzt werden. Integriert man Gl. 4.3 über die Länge des Impulses  $t, t+dt$ , erhält man die Zeit, die das Ion von der Mitte der Zelle bis zu einer der Platten benötigt. Für die Zeit ergab sich ein Wert von etwa 701 ns. Etwa 700 ns nachdem der Impuls angelegt wurde, wird also ein Peak in dem Messsignal der beiden Platten erwartet.

## 4 Ergebnisse und Auswertung

Mit Gleichung 2.4 lässt sich die minimale Feldstärke zur Ionisation der Rydbergatome berechnen. Für das Rubidiumatom im 42S Zustand beträgt die Feldstärke etwa 160 V/cm. Das bedeutet, dass der Peak im Messsignal der beiden Platten erst ab einer Feldstärke von 160 V/cm zu sehen ist.

Um dies zu zeigen, wird an die Gitter ein gepulstes Feld von 50 V/cm bzw. 500 V/cm jeweils mit einer Frequenz von 20 kHz angelegt. Die 50 V/cm-Impulse werden über den Signalgenerator erzeugt, der auch für die Triggerung der Schaltung verwendet wird. Die Impulse haben eine Breite von 2  $\mu$ s. Um nachzuweisen, dass eine Veränderung des Impulses ihre Ursache nicht z.B. beim Hintergrundgas hat, wird die Messung jeweils mit und ohne Licht der Wellenlänge 780 nm, also mit und ohne Rydbergpopulation durchgeführt. Abb. 4.3 zeigt das Signal gemittelt über 1000 Impulse. Kurz nach dem Impuls ist ein negativer Überschwinger erkennbar, der durch die schnelle Umverteilung der Ladungsträger auf den Platten kommt. Es ist kein Unterschied zwischen dem Signal mit Rydbergpopulation (blau) und ohne Rydbergpopulation (grün) zu erkennen.

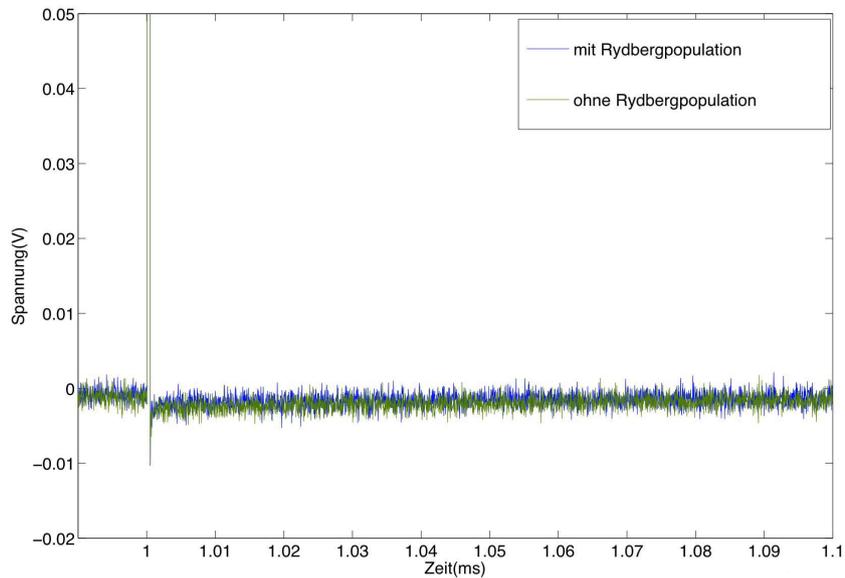
Abb. 4.4 zeigt die Messung mit 500 V/cm-Impulsen. Man erkennt im Fall ohne Rydbergpopulation (grün), dass die Spannung nach dem Überschwinger deutlich länger braucht, um sich wieder auf 0 V einzustellen, was durch die 10 mal höhere Spannung an den Gittern und damit auch an den Messplatten erklärbar ist. Existiert nun jedoch in der Zelle eine Rydbergpopulation (blau), so verkürzt sich die Zeit stark. Das Oszilloskop besitzt einen Eingangswiderstand von 1 M $\Omega$ . Die aufgefangenen Ionen werden also über einen Widerstand von 1 M $\Omega$  von den Platten abgeleitet, was dazu führt dass der Strom sehr gering ist und sich das durch die Ionen erzeugte Potential auf den Platten nur langsam abbaut. Deshalb ist auch kein einzelner Peak in der Messung zu sehen. In Abb. 4.5 ist die Differenz der beiden Signale aus Abb. 4.4 zu sehen. Hier ist eine hohe Spannungsspitze zu erkennen, die jedoch aus einer leichten Verschiebung der beiden Signale resultiert. Mit Abb.

4.5 kann nun die Anzahl der erzeugten Ionen berechnet werden. Die Spannung fällt zwischen 1 und 1,2 ms näherungsweise linear ab und kann über die Gerade  $U(t) = -25t + 0,03$  dargestellt werden. Für die Ladung ergibt sich damit

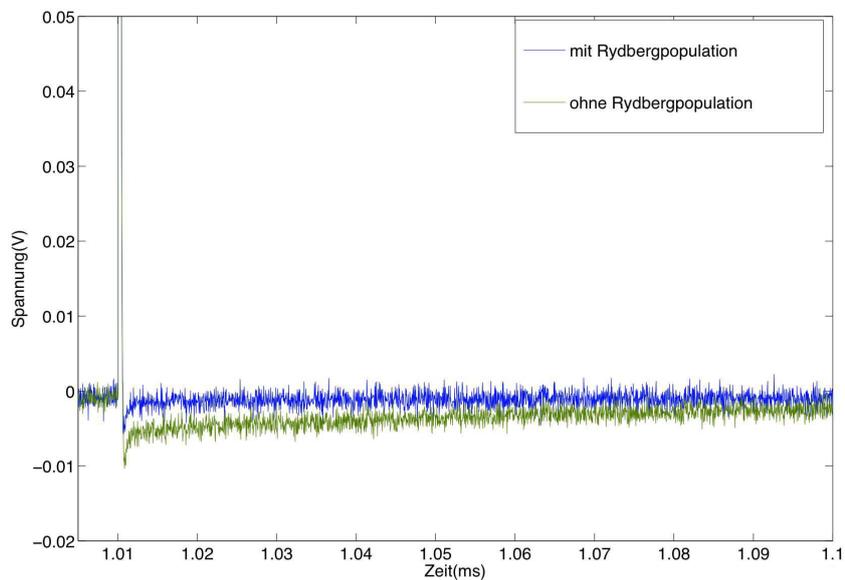
$$Q = I \cdot t = \int \frac{U(t)}{R} \cdot t dt = \int_{0,001}^{0,0012} \frac{(-25t + 0,03)V}{10^6 \Omega} \cdot t dt = 3,33 \cdot 10^{-17} As. \quad (4.4)$$

Teilt man dieses Ergebnis durch die Ladung der Ionen, erhält man die Anzahl von  $n = \frac{Q}{q} = 207$  Ionen, wobei  $q$  die Elementarladung ist. Dies ist die Anzahl der durch den Stoß erzeugten Ionen. Die tatsächliche Anzahl liegt über diesem Wert, da ein Teil der Ionen auf den Ionisationsgittern bleibt.

## 4 Ergebnisse und Auswertung



**Abbildung 4.3:** Induzierte Spannung an den beiden Messplatten gemittelt über 1000 Impulse. Eingangsimpulse:  $V_{pp}=10\text{V}$  (entspricht einem elektrischen Feld von  $50\text{ V/cm}$ ). Das angelegte elektrische Feld ist unter der Ionisationsgrenze. Es ist kein Unterschied zwischen der Messung mit und ohne Rydbergpopulation zu erkennen.



**Abbildung 4.4:** Induzierte Spannung an den beiden Messplatten gemittelt über 1000 Impulse. Eingangsimpulse:  $V_{pp}=100\text{V}$  (entspricht einem elektrischen Feld von  $500\text{ V/cm}$ ). Das angelegte elektrische Feld ist über der Ionisationsgrenze. Mit Rydbergpopulation ist die Dauer des negativen Überschwingers deutlich kleiner.

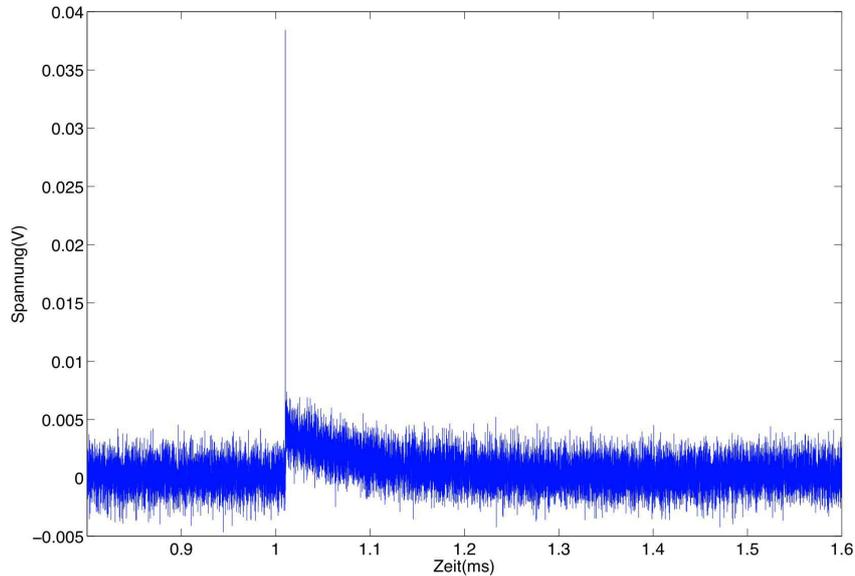


Abbildung 4.5: Differenz der beiden Signale ohne und mit Rydbergpopulation in Abb. 4.4

#### 4.4 Messung des Stroms

Im Abschnitt 4.3 wurde gezeigt, dass die Rydbergatome ionisiert und detektiert werden können. Ebenfalls wurde gezeigt, dass die Ionisation mit einer Spannung von  $V_{pp} = 10\text{ V}$  nicht möglich ist, da bei dieser Spannung die Feldstärke von  $50\text{ V/cm}$  zwischen den Platten zu gering für eine Ionisation ist. In diesem Abschnitt wird untersucht, ob die Feldstärke, ab der die Rydbergatome ionisiert, werden bei den erwarteten  $160\text{ V/cm}$  liegt.

Hierzu wird der Aufbau so verändert, dass nun eine variable Spannungsversorgung zwischen einer der Platten und dem Erdpotential anliegt. Die andere Platte ist über einen Stromverstärker (Vgl. 4.4) ebenfalls an das Erdpotential angeschlossen. Der Ausgang des Stromverstärkers liegt direkt am Oszilloskop an.

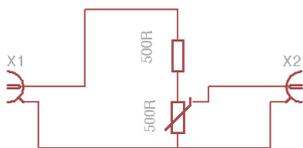


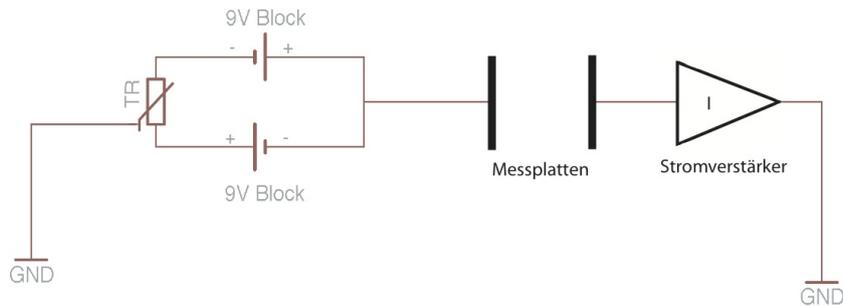
Abbildung 4.6: Variabler Abschwächer zur Regelung der Ausgangsspannung der Schaltung

Die beiden Laser werden so eingestellt, dass der rote Laser mit  $780\text{ nm}$  auf den  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  Übergang gelockt ist und der blaue Laser mit  $780\text{ nm}$  über die Resonanzfrequenz gescannt wird. Die Photodiode wird verwendet, um den EIT-Peak sichtbar zu machen. Dieser tritt auf, wenn der blaue Laser den Übergang des  $^{85}\text{Rb}$ -Atoms in den  $42S$  Zustand anregt (siehe Abschnitt 2.1).

Damit die Ausgangsspannung der Schaltung nicht nur zwischen  $55$  und  $122\text{ V}$  eingestellt werden kann, sondern von  $0$  bis  $122\text{ V}$ , wurde ein variabler Abschwächer (Vgl. Abb. 4.6) an die Schaltung angeschlossen. Abb. 4.8 zeigt im oberen Teil (grün, türkis)

## 4 Ergebnisse und Auswertung

das EIT-Signal zweier Messungen. Im unteren Teil sind die zu den EIT-Peaks korrespondierenden<sup>2</sup> Strom-Peaks zu sehen. Das Vorzeichen des Stroms hängt von der Polarisierung der Spannung an den Messplatten ab. In der folgenden Messung wird die Messspannung so gepolt, dass die Ionen auf die negativ geladene Platte treffen. In der ersten

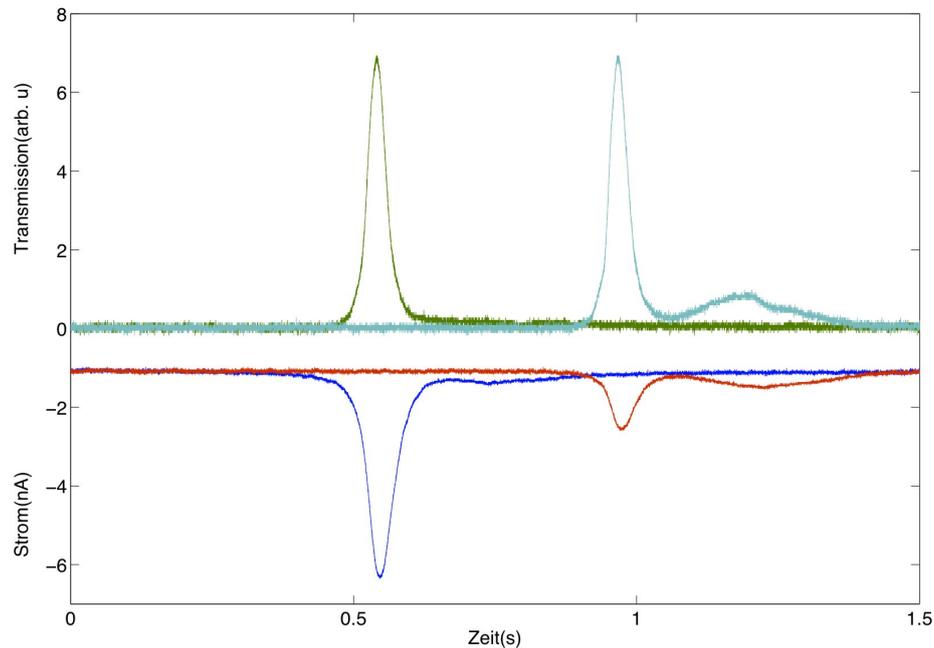


**Abbildung 4.7:** Aufbau zur Messung des Stroms durch die Ionen. Über den Trimmer kann die Spannung zwischen  $\pm 9\text{ V}$  variiert werden. Der Ausgang des Stromverstärkers liegt direkt am Oszilloskop an.

Messung (türkis, rot) wird eine Pulsspannung von  $V_{pp} = 20\text{ V}$  mit einer Frequenz von  $20\text{ kHz}$  an die Ionisationsgitter angelegt. Das Feld liegt hierbei mit  $100\text{ V/cm}$  unter der Ionisationsgrenze. Im Stromsignal erkennt man zunächst einen konstanten Offsetstrom von  $1\text{ nA}$ , der durch das Hintergrundgas erzeugt wird. Ist der blaue Laser auf Resonanz, ist ein lorentzförmiger Peak bei etwa  $0,9\text{ s}$  im Strom erkennbar. Nur wenn Rydbergatome vorhanden sind, der Laser also resonant zum Übergang ist, können diese ionisiert werden und man misst einen Strom. Da das Transmissionssignal der Photodiode ein Maß für die Rydbergpopulation ist, ist das Stromsignal ebenfalls lorentzförmig. In dieser Messung ist ein weiterer, deutlich kleinerer Peak bei etwa  $1,2\text{ s}$  für einen weiteren Hyperfeinzustand erkennbar. Hier werden die Rydbergatome auch ohne gepulstes Feld ionisiert, da bereits ein Teil der Rydbergatome durch Stöße ionisiert wird [2].

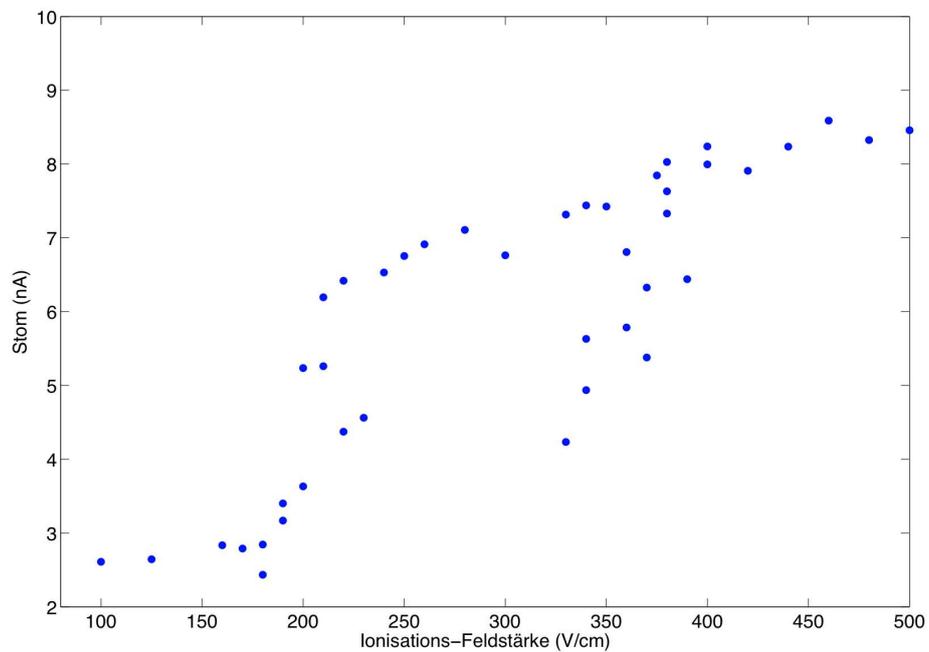
In der zweiten Messung (grün, blau) wird eine Pulsspannung von  $V_{pp} = 100\text{ V}$  an die Gitter angelegt, was einem elektrischen Feld von  $500\text{ V/cm}$  zwischen den Gittern entspricht. Das EIT-Signal ist bis auf das Fehlen des zweiten Hyperfeinzustandes im Vergleich zur obigen Messung identisch. Mit einer Pulsspannung von  $V_{pp} = 100\text{ V}$  liegt das elektrische Feld über der Feldstärke von etwa  $160\text{ V/cm}$  und die Rydbergatome werden bei jedem Impuls ionisiert und die Ionen über den Stromverstärker detektiert. Diese Messung bestätigt das in Abschnitt 4.3 gewonnene Ergebnis, dass die Ionisationsgrenze zwischen  $50\text{ V/cm}$  und  $500\text{ V/cm}$  liegt. Das Messsignal mit gepulster Anregung über der Ionisationsgrenze ist mehr als doppelt so groß, wie das mit gepulster Anregung unter der Ionisationsgrenze. Um die Ionisationsgrenze experimentell zu bestätigen, wird der Strom in Abhängigkeit des elektrischen Feldes zwischen den beiden Gittern gemessen. Die Messung wie in Abb. 4.8 wird für verschiedenen Spannungen zwischen  $0$  und  $122\text{ V}$  durchgeführt. Die Pulsfrequenz ist wie im vorigen Versuchsteil  $20\text{ kHz}$ . Mit dem Fit einer Lorentzkurve wird die gemessene Stromstärke für jede Pulsspannung ermittelt. Das Ergebnis ist

<sup>2</sup>Korrespondierende Peaks sind: grün  $\rightarrow$  blau, türkis  $\rightarrow$  rot



**Abbildung 4.8:** Messung des Stroms über den Stromverstärker. Die erste Messung bei etwa 0,6 s wurde mit einem elektrischen Feld über der Ionisationsgrenze gemacht, die zweite Messung bei etwa 0,9 s mit einem elektrischen Feld unterhalb der Ionisationsgrenze.

in Abb. 4.9 dargestellt, wobei die Pulsspannung über den Abstand der Gitter in die Feldstärke umgerechnet wurde. Man erkennt bis zu einem Ionisationsfeld von etwa 180 V/cm einen konstanten Wert, der etwa dem Wert des durch das Hintergrundgas verursachten Stroms entspricht. Ab einer Feldstärke von etwa 180 V/cm steigt der Strom stark an. Für größere Feldstärken lässt sich eine Sättigung des Stroms vermuten, dies ist ebenfalls zu erwarten, da ab einer bestimmten Feldstärke alle Rydbergatome ionisiert werden. Für kleinere Feldstärken ist die Wahrscheinlichkeit ein Rydbergatom nicht zu ionisieren noch größer. Dieses Ergebnis bestätigt die errechnete Feldstärke, ab der die Rydbergatome ionisiert werden. Ab einer Feldstärke von etwa 300 V/cm erkennt man starke Einbrüche im Strom, die eine Folge von starken Spannungsschwankungen in der Pulsspannung sind.



**Abbildung 4.9:** Stromstärke in Abhängigkeit der Feldstärke zur Ionisation der Rydbergatome. Für kleine Feldstärken ist der Strom nahe Null, da die Feldstärke nicht groß genug ist um die Rydbergatome zu ionisieren. Ab etwa 180 V/cm steigt der Strom stark an.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Messaufbau zur gepulsten Feldionisation von Rydbergatomen in einer thermischen Dampfzelle entwickelt. Es konnten damit grundlegende Experimente zur Messung der Rydbergpopulation über den Ionenstrom durch die Zelle gemacht werden. Hierbei werden die Rubidiumatome erst mit einem Lasersystem, bestehend aus zwei Diodenlasern, in den Rydbergzustand  $42S$  angeregt und anschließend die über ein starkes, gepulstes elektrisches Feld ionisierten Atome an Elektroden detektiert. Es wurde gezeigt, dass die Rydbergatome erst ab einer bestimmten Feldstärke abhängig von der Bindungsenergie des hoch angeregten Elektrons im Rydbergatom ionisiert werden können, und dass die Population von Rydbergatomen ähnlich wie in Experimenten mit ultrakalten Atomen, durch gepulste Ionisation detektiert werden können.

Dass es sich hierbei um Rydbergatome handelt konnte gezeigt werden, nachdem keine Detektion statt fand, wenn nicht beide Laser resonant auf den jeweiligen Übergang gelockt waren, bzw. der Laser zur Anregung in den angeregten Zustand  $|e\rangle$  geblockt war. Über das gemessene Signal konnte eine ungefähre Anzahl von 200 ionisierten Rydbergatomen berechnet werden.

Desweiteren wurde die Ionisationsgrenze, ab der die angelegte Feldstärke groß genug ist um die Rydbergatome zu ionisieren, auf etwa  $180 \text{ V/cm}$  bestimmt. Somit konnte der theoretische Wert von etwa  $160 \text{ V/cm}$  bestätigt werden.

### **Ausblick**

Die in dieser Arbeit beschriebene Methode zur Messung des Stroms kann verwendet werden um Rydbergpopulationen direkt zu bestimmen, da schlagartig alle Rydbergatome ionisiert werden. Bereits in [2] konnte eine wesentlich höhere Sensitivität bei der Messung des Ionenstroms im Vergleich zu sonst üblichen indirekten optischen Messmethoden festgestellt werden. Diese Sensitivität kann durch die gepulste Strommessung weiter erhöht werden. Über eine gepulste Anregung in Verbindung mit einer gepulsten Ionisation kann die Lebensdauer der Rydbergatome bestimmt werden. Variiert man das Ionisationsfeld kontinuierlich, z.B. als Rampensignal, lassen sich verschiedene Rydbergzustände unterscheiden.

## **Danksagung**

An dieser Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Pfau für die Möglichkeit bedanken, meine Bachelorarbeit am 5. Physikalischen Institut zu machen.

Besonders danken möchte ich:

- Dem gesamten 3. Stock, die mir immer geholfen haben wenn ich eine Frage hatte und meinem Betreuer Harald
- Renate, Eva und meinem Vater für die Korrekturlesung dieser Arbeit
- Meinen Eltern, die mir das Physikstudium mit ermöglicht haben und meine Launen aushalten mussten, wenn ich von einem Erfolglosen Messtag nach Hause kam
- Meiner Schwester
- Eva, Martina, Caterina, Felix, Flo, Samuel, Simon, Kim und allen die ich hier nun vergessen habe

## 6 Literaturverzeichnis

- 1 BAKER, R.J.: High Voltage pulse generation using current mode second breakdown in a bipolar junction transistor. In: *Review of Scientific Instruments* 62 (1991), S. 1031 [4.1](#)
- 2 D. BARREDO, R. Daschner R. Löw T. P. H. Kübler K. H. Kübler: Electrical read out for coherent phenomena involving Rydberg atoms in thermal vapor cells. In: *arXiv: 12096550* (2012) [1](#), [3](#), [4.4](#), [5](#)
- 3 FULOP, W.: Calculation of avalanche breakdown voltages of silicon p-n junctions. In: *Solid-State Electronics* 10 (1967), Nr. 1, S. 39 – 43 [2.3](#), [2.3](#)
- 4 GRABOWSKI, A.: Aufbau einer Messapparatur zur Laserkühlung und hochauflösende Rydberspektroskopie <sup>87</sup>Rb-Atomen. In: *Dissertation* (2006) [2.2](#)
- 5 HAKEN, H. ; WOLF, H. C.: *Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen; mit ... 32 Tabellen, 177 Aufgaben und vollständigen Lösungen.* 8., aktualisierte und erw. Aufl. Berlin : Springer, 2004 [2.1](#)
- 6 HONER, J. ; LÖW, R. ; WEIMER, H. ; PFAU, T. ; BÜCHLER, H. P.: Artificial Atoms Can Do More Than Atoms: Deterministic Single Photon Subtraction from Arbitrary Light Fields. In: *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011) [1](#)
- 7 LUTZ, J. ; SCHLANGENOTTO, H. (Hrsg.): *Halbleiter-Leistungsbaulemente: Physik, Eigenschaften, Zuverlässigkeit; in weiten Teilen aufbauend auf dem Manuskript einer Vorlesung von Heinrich Schlangenotto, gehalten an der Technischen Universität Darmstadt, sowie auf Arbeiten von Uwe Scheuermann.* Berlin : Springer, 2006 [2.3](#)
- 8 METCALF, H. J. ; STRATEN, P. van d.: Laser cooling and trapping of atoms. In: *J. Opt. Soc. Am.* 20 (2003), Nr. 1, S. 887 – 908 [2.1](#)
- 9 SEDLACEK, J. ; SCHWETTMANN, A. ; KÜBLER, H. ; LÖW, R. ; PFAU, T. ; SHAFFER, J. P.: Quantum Assisted Electrometry using Bright Atomic Resonances. (2012) [1](#)
- 10 STECK, D. A.: Rubidium 85 D Line Data. (2010) [2.4](#)
- 11 WILLIAMS, Tim: *Avalanche pulse generator.* [webpages.charter.net/dawill/tmoranwms/Elec\\_Pulse.html](http://webpages.charter.net/dawill/tmoranwms/Elec_Pulse.html). Version: 2012 [3.6](#)

**Abbildungsverzeichnis**

2.1	Rydberganregung über ein 3-Niveau System . . . . .	4
2.2	Coulombpotential mit und ohne äußerem Feld . . . . .	5
2.3	Ionisationskoeffizienten von Elektronen und Löcher im Silizium . . . . .	7
2.4	Anregungs-schema von Rubidium . . . . .	9
3.1	Zeichnung der Kondensatorplatten mit den Gittern und den wichtigsten Elementen	10
3.2	Aufnahme der Kondensatorplatten mit den Gittern . . . . .	11
3.3	Senkrechter Aufbau der Zelle . . . . .	11
3.4	Strahlengang und Optik zur Anregung der Rubidiumatome . . . . .	12
3.5	Gesamte Zelle an der Vakuumapparatur . . . . .	12
3.6	Schaltung des Impulsgenerators . . . . .	13
3.7	Schaltung des Vorverstärkers . . . . .	14
4.1	Ausgangsimpuls und Triggersignal . . . . .	16
4.2	Impulsantwort des Plattenkondensators . . . . .	17
4.3	Induzierte Spannung an den beiden Messplatten gemittelt über 1000 Impulse. Eingangsimpulse: $V_{pp}=10V$ . . . . .	20
4.4	Induzierte Spannung an den beiden Messplatten gemittelt über 1000 Impulse. Eingangsimpulse: $V_{pp}=100V$ . . . . .	20
4.5	Differenz der beiden Signale ohne und mit Rydbergpopulation in Abb. 4.4 . . . . .	21
4.6	Variabler Abschwächer . . . . .	21
4.7	Aufbau zur Messung des Stoms durch die Ionen . . . . .	22
4.8	Messung des Stoms über den Stromverstärker . . . . .	23
4.9	Stromstärke in Abhängigkeit der Feldstärke zur Ionisation der Rydbergatome . . . . .	24